湍流分子通信信道中空气传播病原体传播表征的计算方法

Fatih Gulec，会员 ，*IIEEE*，Falko Dressler，*IEEE* 会士，以及 Andrew W. Eckford，*IEEE* 高级会员

arXiv:2305.01412v1 [physics.flu-dyn] 2 May 2023

摘要—**空气传播病原体传播机制在 COVID-19 等传染病的扩散中发挥着关键作用。本文从分子通信的角度，提出一种计算流体力学（CFD）方法，用于对湍流信道中携带病原体的颗粒传播进行建模和统计表征。为此，采用雷诺平均纳维-斯托克斯方程与 realizable$k-\epsilon$ 模型对咳嗽引起的湍流进行建模，并采用离散随机游走模型对液滴和气溶胶的湍流扩散进行建模。通过计算流体力学模拟器进行模拟，获得接收粒子数的统计数据。随后对这些数据进行后处理，以统计表征接收过程中的湍流效应，并推导感染概率。结果表明，湍流对感染概率的影响不规则，表现为正态分布与威布尔分布加权和构成的多模态分布。此外，研究还表明，根据空气速度的不同，湍流 MC 信道可用多模态分布（即加权正态分布之和）或稳定分布来表征。**

索引词—**分子通信、空气传播病原体传播、感染概率、湍流信道、计算流体动力学、COVID-19**

一、引言

空气传播是病原体（如病毒、细菌）传播流感和 COVID-19 [2]–[4] 等传染病的重要传染机制。在空气传播过程中，病原体通过呼吸、咳嗽、打喷嚏和说话等呼吸活动产生的携带病原体的颗粒（液滴和气溶胶）传播 [5]–[7]。尤其是，咳嗽和打喷嚏会引发湍流由于粒子从口腔喷出的初始速度较高 [8]。尽管流体动力学文献中已有解析方法，但这些模型简化了湍流的影响 [9], [10]。因此，广泛采用计算流体动力学（CFD）模拟器来模拟液滴的空气传播，以更真实地模拟湍流和气流-颗粒相互作用，但计算负荷较大。在 [11]–[13], 中，使用大涡模拟湍流模型（LES）对咳嗽及液滴扩散进行建模。在 [14] 和 [15], 中，分别使用雷诺平均纳维-斯托克斯方程（RANS）与可实现性 $k-\epsilon$ 和 $k-\omega$ 湍流模型的耦合，对打喷嚏/咳嗽所产生的流动进行建模。[16]–[18] 中的研究也采用基于 RANS 方程的模拟来研究呼吸排放物。此外， [19] 中的研究使用大涡模拟湍流模型评估室内场景中咳嗽喷出的液滴所产生的随机湍流扩散。

流体动力学文献中的研究主要关注液滴发射后的传播，而未对接收过程进行深入探讨。然而，基于空气的分子通信（MC）系统与病原体的空气传播之间存在相似性 [20]–[24]。这一类比可视为一个 MC 问题，即利用生物传感器检测空气传播病毒 [20], [25]–[27]。此外，人类之间携带病原体的颗粒转移也可视为一种通信方式。因此，本文提出采用 MC，以整体性方法对空气传播进行建模[23], [28]–[35]。

[23]和 [29] 中的研究为病原体携带液滴的传播与分子通信之间的对偶关系奠定了理论和实验基础。在 [31] 和 [32],中，研究者从分子通信的视角对严重急性呼吸综合征冠状病毒 2 型在呼吸系统中的传播机制进行了建模。在 [33],中，研究者提出了一种统计模型，用于描述病毒通过佩戴不合适的口罩传播。在[28],中，研究者提出了一种端到端分子通信系统模型，采用概率方法将咳出的液滴视为云团，以模拟两个人之间的空气传播。该方法还可解析推导感染概率，并将其用于传播和流行病学模型。在 [35], 中，研究者将人群与电信网络进行类比，并在移动人体自组织网络架构中利用分子通信估计流行病的时间演变。然而，以上研究均未从分子通信的视角同时考虑湍流和气溶胶。此外，

本研究的部分成果曾在 2022年 IEEE 全球通信大会（GLOBECOM）上发表，会议在巴西里约热内卢举行 [1]。

Fatih Gulec 的研究部分由德国学术交流中心（DAAD）资助，另有部分由加拿大自然科学与工程研究委员会提供探索基金资助。Falko Dressler 的研究由德国联邦教育与研究部（BMBF）资助的 MAMOKO 项目支持，资助编号为 16KIS0917。Andrew W. Eckford 的研究部分由加拿大自然科学与工程研究委员会提供探索基金资助。

Fatih Gulecis 任职于加拿大安大略省多伦多市约克大学电气工程与计算机科学系，以及德国柏林柏林工业大学电气工程与计算机科学学院，电子邮箱：（fgulec@yorku.ca）。

Falko Dressler 任职于德国柏林柏林工业大学电气工程与计算机科学学院，电子邮箱：（dressler@ccs-labs.org）。

Andrew W. Eckford 任职于加拿大安大略省多伦多约克大学电气工程与计算机科学系，电子邮箱：(aeckford@yorku.ca)。

湍流条件下接收粒子的统计表征及其感染概率的相应解析表达式尚不明确。

本文提出一种计算流体力学方法，用于模拟感染者与易感者（分别作为发射端（TX）和接收端（RX））之间咳嗽飞沫和气溶胶随湍流传播的过程。该方法将信道建模为湍流两相流介质，其中包括在湍流作用下空气的流动（连续相），以及与气流和接收端（RX）相互作用的粒子运动（离散相）。湍流采用雷诺平均纳维-斯托克斯方程与 realizable $k-\epsilon$ 模型进行建模；粒子的湍流弥散则在计算流体力学模拟器中通过离散随机游走模型进行追踪。

为观察和表征湍流对空气传播的影响，本文进行了大量计算流体力学仿真，由此获得接收粒子的统计数据，并据此推导感染概率。统计分析表明，湍流对感染的影响并不容易建模，因为接收粒子的概率密度函数（pdf）呈多模态分布，即正态分布与威布尔分布的加权和。此外，研究表明，在接收距离为 1.5 米时，气溶胶比大液滴更易造成感染；环境气流增强也会提高感染概率。此外，本文还表征了湍流空气介质分子通信信道的端到端冲激响应。在较低空气速度（$v_{air}=0.1$ 米/秒和 $v_{air}=0.3$ 米/秒）下，其概率密度函数呈多模态分布，即正态分布的加权和；而在 $v_{air}=0.5$ 米/秒下，则呈单峰稳定分布。

我们的主要贡献总结如下：

- 我们提出了一种基于计算流体力学的分子通信方法，用于真实地建模咳嗽引发的湍流对传染病空气传播的影响。
- 针对咳嗽导致的室内空气传播场景，我们刻画了接收粒子数（包括液滴和气溶胶）的概率密度函数，并推导出相应的感染概率解析表达式。我们揭示了不同环境空气速度下这些概率密度函数所对应的多峰分布。
- 研究表明，在距离为 1.5 m 时，气溶胶对感染的影响比大液滴更重要。
- 本文对基于空气的湍流分子通信信道进行了表征。研究表明，端到端系统响应的分布可能呈多峰或单峰，具体取决于环境空气速度。

本文其余部分安排如下。第二节详细介绍端到端系统模型，包括湍流、颗粒追踪和接收器。第三节介绍所采用的计算流体力学模拟器的设置细节。第四节给出计算流体动力学模拟结果。随后，第五节阐述基于模拟结果对感染概率进行统计表征。第六节表征湍流分子通信系统的端到端冲激响应，并在第七节总结全文。

II. 系统模型

本节详细介绍三维系统模型，研究这样一种场景：发射端在房间内朝向接收端咳嗽，发射携带病原体的球形颗粒，房间中有气流，如图1所示。如图2所示，将发射端发出的颗粒视为脉冲输入信号，它们经信道传播并被接收端检测到。因此，系统输出即为端到端系统响应，也就是易感者的感染状态。端到端系统模型包括接收器模型、湍流两相信道模型以及发射颗粒特性描述，具体如下。

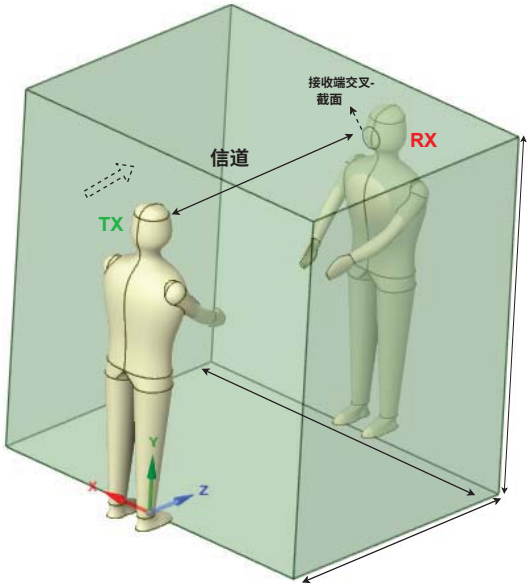


图1. 两个人类之间的病原体空气传播情景。

A. 载病原体颗粒粒径分布

在空气传播的相关文献中，仅考虑大液滴（$\geq 10\ \mu$ m）的传播。然而，也有证据表明，气溶胶（$< 10\ \mu$m）也会造成空气传播 [2]。因此，在我们的场景中，也将气溶胶纳入排出的咳嗽颗粒。 [36], [37] 中的实验数据分别用于确定球形液滴和气溶胶的数量及尺寸（直径）。为便于在计算流体力学模拟器中实现，我们使用最大似然估计法，根据威布尔分布对这些数据进行拟合。该分布针对数据样本的概率密度函数（pdf）（$x \geq 0$）为

$$f(x)=\frac{k}{\lambda}\left(\frac{x}{\lambda}\right)^{k-1}\mathrm{e}^{-\left(\frac{x}{\lambda}\right)^{k}}, \tag{1}$$

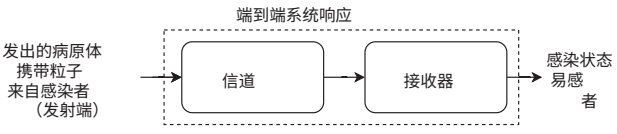


图2. 端到端系统模型。

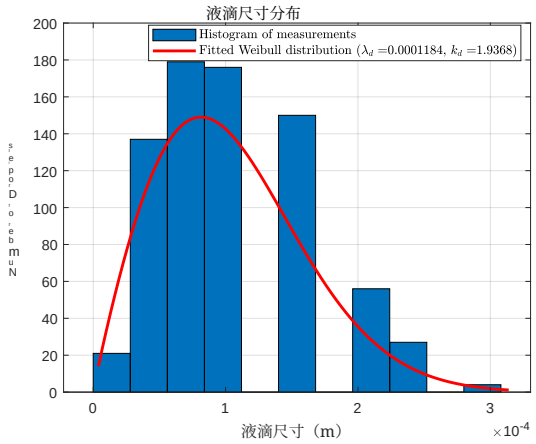


图3. 根据 [36] $\lambda_d = 0.0001184$ $5.553 - 12$ $k_d =$ 拟合的液滴威布尔尺寸分布直方图。估计方差为 e，估计方差为。 1.9368 0.00293

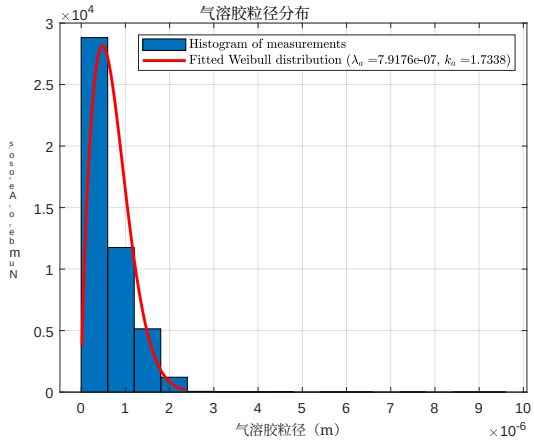


图4. 根据[37]得到的气溶胶粒径分布直方图及其拟合的威布尔分布。 $\lambda_a = 7.92\mathrm{e}{-7}$，其估计方差为 5。0147e−18； $k_a = 1.7338$，其估计方差为 2。785e -5。

其中， k 和 λ 分别为形状参数和尺度参数。这些参数通过最大似然估计法求得，该方法旨在找到使对数似然函数（$\mathcal{L}_n$(y;x)) 最大化的未知参数值（$\mathbf{y} = [y_1, y_2, ..., y_n]^T$），其表达式为 [38]

$$\mathcal{L}_n(\mathbf{y};\mathbf{x}) = \log\left[f_n(\mathbf{x};\mathbf{y})\right] = \sum_{k=1}^{n} \log\left[f_k(x_k;\mathbf{y})\right], \quad (2)$$

其中，$\mathbf{x}$ 表示观测数据样本，log(.) 表示自然对数，而 f_n (x;y) 是联合概率密度函数，其中假设数据样本是独立同分布随机变量。因此，估计参数根据以下规则确定：

$$\hat{\mathbf{y}} = \arg\max_{\mathbf{y}\in\Theta} \mathcal{L}_n(\mathbf{y};\mathbf{x}) \quad (3)$$

其中， Θ 为参数空间。通过应用此规则，以最小二乘意义迭代估计参数，即通过最小化估计值与实际值之间的平方误差和，找到估计函数的最佳拟合。因此，液滴的概率密度函数（k_d， λ_d）和气溶胶粒径的概率密度函数（k_a, λ_a）的形状参数和尺度参数估计为$\lambda_d = 0.0001184$，其估计方差为 5。553e -12；$k_d = 1.9368$，其估计方差为 0。00293，如图3所示；以及 $\lambda_a = 7.92\mathrm{e} - 7$，其估计方差为 5。0147e -18； $k_a = 1.7338$，其估计方差为 2。785e -5，如图4所示。

B. 湍流两相流通道模型

携带病原体的颗粒由大液滴和气溶胶组成，从发射端以初始速度发射后，会与空气发生一些相互作用。这些相互作用除了恒定的空气速度（v_{air}）外，还会使发射端附近形成湍流气流。颗粒的运动取决于这些气流，以及重力和空气阻力等其他因素。分子通信信道中的所有这些运动可分别视为空气流动的连续相（或气相）和颗粒运动的离散相（或液相）。

1）连续相：湍流通过三维纳维-斯托克斯方程建模，该方程确定笛卡尔坐标中空气速度分量 u_i，其中 $i = 1, 2, 3$ 分别对应 x、 y 和 z。为降低求解纳维-斯托克斯方程的计算复杂度，采用对纳维-斯托克斯方程进行时间平均的雷诺平均纳维-斯托克斯方程 [39]。瞬时流速表示为平均值（u_i）与脉动值（u_i'）之和，即 $u_i = \overline{u_i} + u_i'$。平均速度的雷诺平均纳维-斯托克斯方程的张量形式为 [40]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \overline{u_i}) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\overline{u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\overline{u_i u_j}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k}\right] + \frac{\partial\left(-\rho\overline{u_i' u_j'}\right)}{\partial x_j}, \quad (5)$$

其中， ρ 是流体密度， μ是动力黏度， p 是流体压力，δ_{ij} 是克罗内克δ函数，x_1、 x_2和 x_3 分别表示笛卡尔坐标 x、 y 和z。请注意，为了以更简洁的形式书写方程，式（4）—（8）采用了张量（或爱因斯坦）记法。此外，假设 ρ 为常数，而 p是随时间和空间变化的变量。在式（5）中，项$-\rho\overline{u_i' u_j'}$ 表示利用布oussinesq假设计算得出的雷诺应力，用于闭合雷诺平均纳维-斯托克斯方程，如 [39] [41]所示。

$$-\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k}\right) \quad (6)$$

其中， μ_t 为湍流黏度， k 为湍动能。这里， k 及其耗散率（ϵ）由可实现 $k - \epsilon$ 模型求得，该模型是一种应用于 [14] 的、广泛使用且精确的湍流模型。尽管大涡模拟模型比 $k-\epsilon$ 模型更精确，但其计算复杂度很高，不适合我们的目标；我们的目标是通过运行多次模拟来获取统计数据。输运

可实现 $k-\epsilon$ 模型的输运方程见 [42]

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+G_k-\rho\epsilon+S_k \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\rho\epsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\epsilon u_j)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}\right]+\rho C_1 S\epsilon - \rho C_2\frac{\epsilon^2}{k+\sqrt{\nu\epsilon}}+S_\epsilon, \quad (8)$$

其中， $C_1=\max\left[0.43,\frac{\eta}{\eta+5}\right]$, $\eta=Sk/\epsilon$, S 为平均应变率张量 $S=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$，其中 S_{ij} 为应变张量，S_k 和 S_ϵ 为用户定义的源项， $C_2=1.9$, $C_{1\epsilon}=1.44$, $\sigma_k=1$ 和 $\sigma_\epsilon=1.2$ 分别为 k 和 ϵ的湍流普朗特数。这里，与湍动能相关的项 G_k 表示为 $G_k=\mu_t S^2$ ，其中μ_t 由下式给出

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\epsilon} \quad (9)$$

其中， C_μ 根据 [42] 中给出的公式计算（ [42]中的公式（19）–（21））。

通过迭代求解方程（4）–（9），可以得到平均气流速度，而脉动气流速度按如下方式计算。

需要注意的是，除了湍流气流速度外，还在指向 RX 的 $+z$ 方向上向 $\vec{u}$ 添加了恒定气流速度（v_{air}），如图1所示。通过离散随机游走（DRW）模型将波动值（即 u_i'）纳入系统模型，以模拟粒子的湍流弥散。根据 DRW 模型， u_i' 由 [43] [41]确定

$$u_i'=\beta\sqrt{\frac{2k}{3}} \quad (10)$$

其中， β 是标准正态随机变量，即 $\beta=\mathcal{N}(0,1)$。每个粒子都按照涡相互作用时间进行跟踪，该时间由 $t_{int}=\min(\tau_e, t_R)$ 给出，其中 τ_e 是湍流中的涡寿命，计算方式为 $\tau_e=-T_L\ln(r)$； r 是标准均匀随机变量， $T_L\approx 0.15k/\epsilon$ 是拉格朗日积分时间。此外， t_R 是粒子的涡穿越（或通过）时间，定义为

$$t_R=-\tau_r\ln\left[1-\left(\frac{L_e}{\tau_r|\vec{u}-\vec{u_p}|}\right)\right], \quad (11)$$

其中， L_e 为涡尺度， $\vec{u}$ 和 $\vec{u_p}$ 分别为空气和粒子的速度。这里， $\tau_r=(24\rho_p d_p^2)/(18\mu C_D Re)$ 为颗粒弛豫时间 [44]。跟踪粒子的过程中，当达到 t_{int} 时，通过更新 β为 u_i' 赋予新值。在每个时间步，流场区域中各点的 k 和 ϵ 发生变化，据此更新τ_e 。

2）离散相：根据牛顿第二运动定律，作用于球形颗粒上的力为

$$m_p\frac{d\vec{u_p}}{dt}=m_p\frac{\vec{u}-\vec{u_p}}{\tau_r}+m_p\frac{\vec{g}(\rho_p-\rho)}{\rho_p}, \quad (12)$$

其中， m_p 表示颗粒质量， ρ_p 表示颗粒密度， $\vec{g}$ 表示重力加速度。这里，第二项表示向下的合力（重力与浮力之差），这也在 [28], 中推导得出；右侧第一项表示阻力， Re 为雷诺数， d_p 为粒子直径。 C_D 为依据 [45]所给球形阻力定律确定的阻力系数

$$C_D=K_1+\frac{K_2}{Re}+\frac{K_3}{Re^2} \quad (13)$$

其中， K_1、 K_2 和 K_3 为经实验验证的常数，它们随 Re变化，如 [45]所示。

C. 接收器模型

对于接收，统计到达图1所示接收端截面的粒子，直至所有粒子离开流场区域。该接收端截面位于人脸中央，涵盖眼睛、鼻子和口腔，是一个直径为 $r_R=(\sqrt{\beta_{bb}^2+\beta_{ss}^2})/2$ 的圆，其中β_{bb} 为双眼间宽度， β_{ss} 为鼻根点至口裂点长度，如 [28]所示。接下来，将详细说明如何在计算流体力学模拟器中通过数值求解本节方程来使用这些模型。

III. 计算流体力学仿真器

本节介绍使用 Ansys Fluent 2021 R.2 仿真器执行计算流体力学模拟的设置详情。如图1所示，两个相同的人体模型分别用作发射端和接收端，高度均为176厘米。绿色长方体所示的流场区域三维尺寸为 $2\times2\times1.5$ 米。气流和粒子运动在该流场区域内进行模拟，其中包括发射端的发射表面和接收端的接收表面。计算流体力学模拟器采用有限体积法计算压力和速度等变量，该方法要求将流场区域划分为多个小体积。为此，通过网格划分，分别为流场区域、发射端体积和接收端体积生成了74520、25772和26092个四面体单元。

发射端的口腔建模为一个椭圆（4×1 厘米，面积为 $=314$毫米^2） [11] ，并与接收端位于同一轴线上。接收端截面的中心和发射端分别距地面162.6厘米和159厘米。粒子和空气按照第二节 II-A 节中推导的粒径分布，以初始速度（u_0）从该口腔表面发射，发射时间为（T_e）。

在图1所示的流场区域中，边界条件安排如下。部署RX圆形横截面的矩形表面（$z=1.5$米）被设置为吸收边界，以便统计接收粒子数。长方体的所有其他表面以及人体表面均被设置为反射表面。当除初始咳嗽脉冲速度外不存在恒定气流（v_{air}）时，边界条件会对粒子的传播产生更显著的影响。此外，不考虑 v_{air} 的该场景仿真耗时更长，这不符合我们观察接收粒子统计分布的目的。此外，包含更多

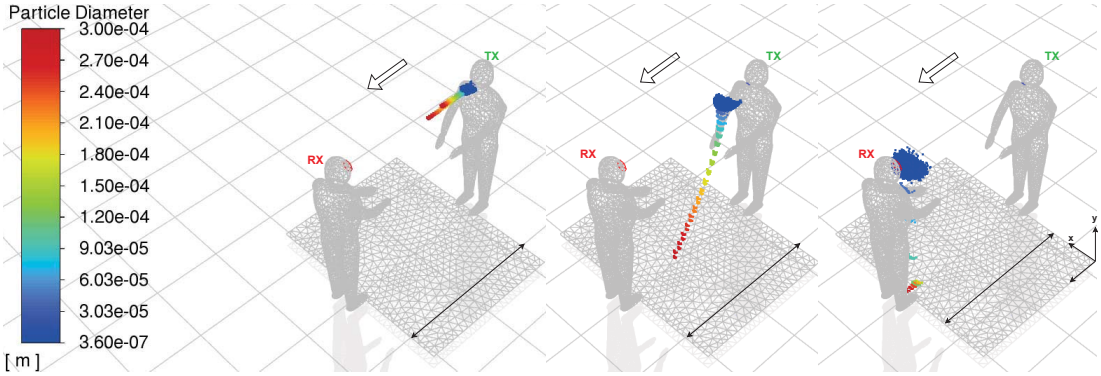


图 5。 人类咳嗽的 咳嗽及其接收情况，粒子数为 48800，在 $v_{air} = 0.1$ 米/秒时：(a) $t = 0.12$ 秒 (b) $t = 1.5$ 秒 (c) $t = 12$ 秒 .

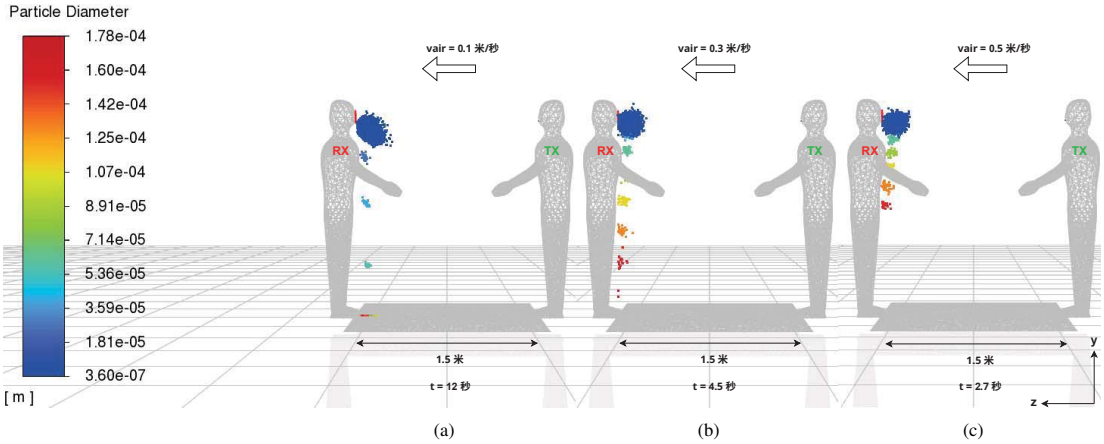


图 6. 在接收过程中，不同空气速度和湍流对携带病原体的咳嗽颗粒的影响：(a) $v_{air} = 0.1$ 米/秒， $t = 12$ 秒；(b) $v_{air} = 0.3$ 米/秒， $t = 4.5$ 秒；(c) $v_{air} = 0.5$ 米/秒， $t = 2.7$ 秒。

反射或吸收边界条件的现实场景（例如办公室或超市）可能更加复杂。然而，这些场景超出了本文的研究范围。

利用这些边界条件和控制方程 (4)–(8)，计算流体力学模拟器将方程从积分形式离散化为代数方程，以描述每个单元中心 [41] 处的 p 和 u_i 值之间的关系。随后，通过泰勒级数展开将这些方程线性化，并在每次迭代后猜测各单元中心的压力和速度值，以迭代方式求解。每次迭代都会计算质量守恒，并持续迭代直至质量不平衡误差收敛。在 Ansys Fluent 中，计算瞬态模拟时采用耦合压力基求解器。确定每个单元在每个时间步 (Δt) 的 u_i 后，还会采用第二节-B2 中介绍的模型计算粒子的湍流弥散（包括粒子与连续相之间的相互作用），即计算其瞬时速度和位置。

IV. 模拟结果

本节展示了通过第 III 节所述的计算流体力学模拟器获得的可视化仿真结果。

对于三种不同的空气速度，即 $v_{air} = \{0.1, 0.3, 0.5\}$米/秒，使用表 I 中的参数值，并沿着 t_s，重复进行 500 次计算流体力学仿真和接收观测，即在接收端统计粒子数。这些选定的空气速度基于静止空气和两种不同的通风情景，与 [12], [15] 中的研究类似。在室内环境中，即使看起来空气静止，也几乎总会有轻微气流 [49]。当 v_{air} =0.1 米/秒时，对应于室内静止空气环境。其他速度（0.3、0.5 米/秒）代表由打开的门窗或通风系统引起的两种不同通风情景。液滴（Q_d）和气溶胶（Q_a）的初始咳嗽流量通过将排放的液滴和气溶胶质量除以 T_e计算得出。排放的液滴数量（N_d）

表 I 仿真参数

参数	值	参数	数值
Δt	0.06 秒	t_s	$\{18, 9, 6\}$ 秒
T_e	0.12 秒 [46]	u_0	11.2 米/秒（咳嗽） [47]
Q_d	47.83×10^{-6} 千克/秒 [36]	g	9.81 米/秒^2
Q_a	9.9259 千克/秒 [37]	μ	17.894×10^{-6} 千克/(米·秒)
ρ	1.225 千克/米^3	β_{bb} (女性)	8.853 厘米 [48]
ρ_p	998.2 kg/m^3	β_{bb} (男性)	9.131 厘米 [48]
N_d	800	β_{ss} (女性)	6.901 厘米 [48]
N_a	48000	β_{ss} (男性)	7.57 厘米 [48]

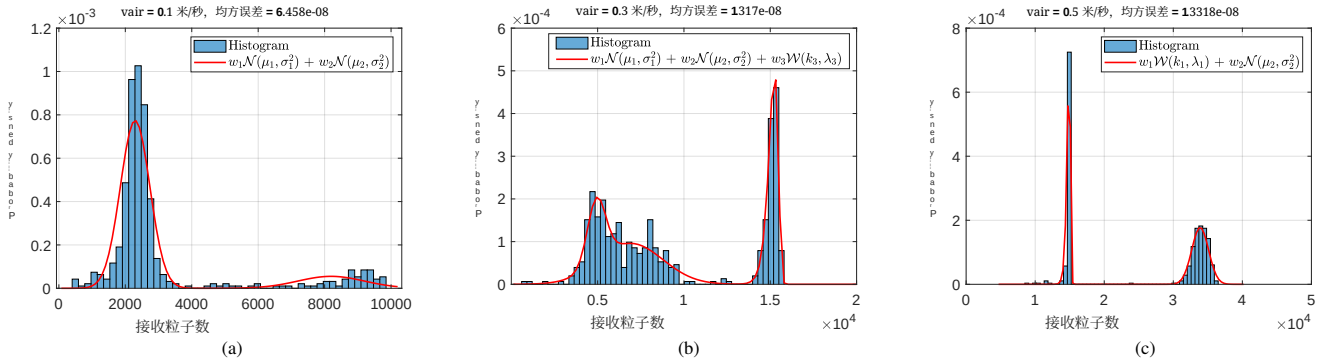


图 7. N_R 在 (a) $v_{air} = 0.1$ 米/秒、(b) $v_{air} = 0.3$ 米/秒和 (c) $v_{air} = 0.5$ 米/秒下的概率密度函数。

表 II $f_{N_{R_i}}$的估计统计参数

Pdf	w_1	分布 1		w_2	分布 2		w_3	分布 3		MSE
$f_{N_{R_1}}$	0.86	μ_1=2294.9	σ_1=444.2	0.14	μ_2=8195.7	σ_2=1000	-	-	-	6.458e−8
$f_{N_{R_2}}$	0.20	μ_1=4938.1	σ_1=527.5	0.44	μ_2=6929.5	σ_2=1846.1	0.36	k_3=58.4	λ_3=15242.7	1.317e−8
$f_{N_{R_3}}$	0.46	k_1=60.9	λ_1=14915.6	0.54	μ_2=33888.1	σ_2=1218.8	-	-	-	1。332e−8

以及气溶胶（N_a）列于表 I 中。这里，各粒径粒子的数量按照第二节 II-A 节中估算的威布尔分布值进行分配。此外，β_{bb}和 β_{ss} 的取值采用女性和男性的平均值，以计算接收端的 r_R，这也应用于 [28]中。

在图 5 中，可以观察到从发射到接收过程中，$v_{air} = 0.1$ 米/秒条件下咳嗽颗粒的轨迹和扩散。在初始状态下，较大的颗粒由于初始速度较快，移动速度往往也更快，如图 5 (a) 所示。然而，这些较大的颗粒（或大液滴）继续移动时会受到空气阻力的影响，并更快地损失动量。此外，正如图 5 (b) 中清楚显示的那样，大液滴会因重力而落到地面。与大液滴相比，气溶胶由于体积较小，受重力和空气阻力的影响较小。因此，它们会随环境气流向接收端移动，而大液滴在 1.5 米的距离下无法到达接收端。此外，图 6 展示了环境空气速度对颗粒扩散的影响。结果表明，随着 v_{air} 增大，颗粒在落到地面之前能够传播更远的距离。此外，如图 6 (a)-(c) 所示，较小的 v_{air} 会使颗粒扩散得更广，同时也会延长液滴的接收时间。这种扩散是由颗粒传播初始状态下湍流作用所带来的随机性造成的。在下一节中，将使用通过计算流体力学仿真获得的数据，对感染概率进行统计表征。

V. 感染概率

本节分析通过计算流体力学仿真收集的接收粒子数数据，并将其用于对空气传播病原体传播中的接收过程进行统计表征。利用这些统计数据推导不同场景下的感染概率，并基于接收统计数据进行分析。

A. 表征

图 7 给出了三种不同环境空气速度下接收粒子数的直方图及拟合的概率密度函数（概率密度函数）。如图所示，这些分布呈多峰特征，可通过不同分布的加权和进行建模。为此，根据直方图的形状以目视方式确定这些加权分布，如下所示：

$$f_{N_{R_1}}(N_R) = w_1\mathcal{N}(\mu_1,\sigma_1^2) + w_2\mathcal{N}(\mu_2,\sigma_2^2) \quad (14)$$

$$f_{N_{R_2}}(N_R) = w_1\mathcal{N}(\mu_1,\sigma_1^2) + w_2\mathcal{N}(\mu_2,\sigma_2^2) + w_3\mathcal{W}(k_3,\lambda_3) \quad (15)$$

$$f_{N_{R_3}}(N_R) = w_1\mathcal{W}(k_1,\lambda_1) + w_2\mathcal{N}(\mu_2,\sigma_2^2), \quad (16)$$

其中，w_1、w_2 和 w_3 表示权重，$\mathcal{N}(\mu_R,\sigma_R^2)$为均值为 μ_R、方差为 σ_R^2的正态分布，$\mathcal{W}(k_R,\lambda_R)$为尺度参数为 λ_R、形状参数为 k_R的威布尔分布，$f_{N_{R_1}}(N_R)$、$f_{N_{R_2}}(N_R)$、$f_{N_{R_3}}(N_R)$分别为 $v_{air} = 0.1$ 米/秒、$v_{air} = 0.3$ 米/秒和 $v_{air} = 0.5$ 米/秒对应的概率密度函数。式 (14)–(16) 中的参数通过第二节 II-A 节所述的最大似然估计法估计，其数值及对应的均方误差（MSE）见表 II。

在下一步中，可利用式 (14)–(16) 中得到的概率密度函数及表 II 中给出的估计参数，求得感染概率（P_{inf}），如 [28]所示

$$P_{inf_i} = P(N_R > \gamma) = \int_{\gamma}^{\infty} f_{N_{R_i}}(x)dx \quad (17)$$

其中，i 表示根据 v_{air} 的索引（同样适用于式（14）–（16）），而 γ 是与接收端免疫系统强度相对应的检测阈值。因此，不同空气

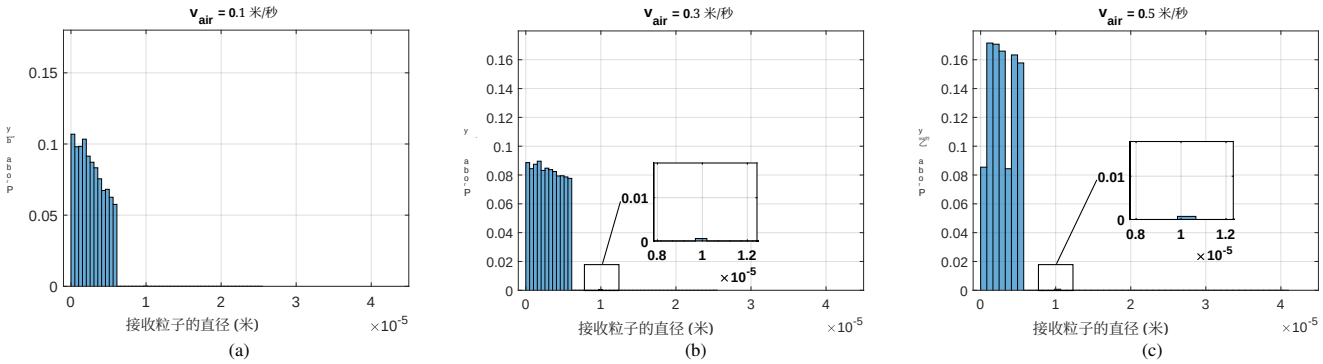


Fig. 8. 接收粒子的直径概率：(a) $v_{air} = 0.1$ 米/秒 (b) $v_{air} = 0.3$ 米/秒 (c) $v_{air} = 0.5$ 米/秒 .

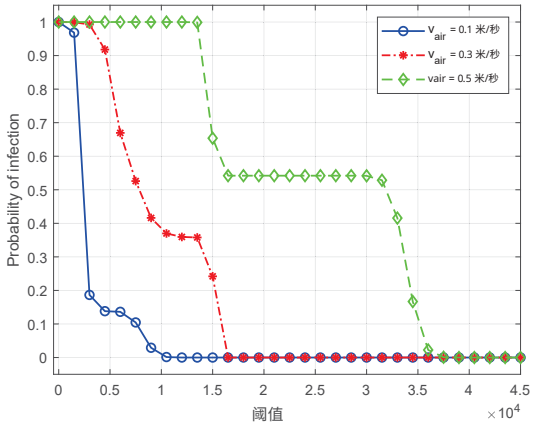


图9. 不同 v_{air} 值下，根据 γ 得到的感染概率。

速度下的感染概率表达式为

$$P_{inf_1} = w_1 Q\left(\frac{\gamma-\mu_1}{\sigma_1}\right) + w_2 Q\left(\frac{\gamma-\mu_2}{\sigma_2}\right) \tag{18}$$

$$P_{inf_2} = w_1 Q\left(\frac{\gamma-\mu_1}{\sigma_1}\right) + w_2 Q\left(\frac{\gamma-\mu_2}{\sigma_2}\right) + w_3 e^{-\left(\frac{\gamma}{\lambda_3}\right)^{k_3}} \tag{19}$$

$$P_{inf_3} = w_1 e^{-\frac{\gamma}{\lambda_1}^{k_1}} + w_2 Q\left(\frac{\gamma-\mu_2}{\sigma_2}\right), \tag{20}$$

其中，$Q(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{\infty} \mathrm{e}^{-\frac{u^2}{2}} du$ 表示 Q 函数。

B. 分析

尽管乍看之下，图 7 中的多峰分布可能显得有些反直觉，但实际上，这些分布反映了不同粒子尺寸在湍流作用下所导致的空气传播的复杂本质。首先，较大的粒子受重力影响，沿弹道轨迹运动，这一点在图 5 中也有所体现。其次，较小的粒子倾向于悬浮在空气中，并随稳定气流和湍流气流运动。由于湍流本质上具有随机性，即使参数相同，每次发射也可能使粒子沿不同轨迹在信道中运动。在 [19]，一项研究湍流咳嗽排放所致粒子扩散随机性的分析表明，所发射粒子的空间概率分布在空气中呈多峰分布。此外， [50]中的结果和分析表明，由于发射端附近的湍流，分子通信信道中可能出现意料之外的粒子速度。因此，这些效应可能导致接收端呈现多峰分布。

图8给出了粒子接收概率与粒子直径之间的关系。与图5和图6中的观察结果一致，图8显示，大多数气溶胶会到达接收端；这一结论基于计算流体力学仿真获得的统计数据。尽管在 $v_{air} = 0.1$ 米/秒和 $v_{air} = 0.3$ 米/秒时接收到的粒子中有一些直径较大的粒子，最大可达 25 μ米；在 $v_{air} = 0.5$ 米/秒时最大可达41 μ米，但这些粒子的接收概率可以忽略不计，而且大多数接收粒子的直径小于6μ米。此外，如图8(a)和(b)所示，接收概率会随着粒子直径增大而降低；但在 $v_{air} = 0.5$ 米/秒时情况并非如此，如图8(c)中直径的混乱分布所示。这种直径的混乱分布表明，由于环境气流使粒子速度增大，湍流的影响仍在持续。

图 9 展示了在不同 γ 值下，式（18）–（20）中给出的 P_{inf} 值所对应的结果。结果表明，在面对面场景中，较高的空气速度会增加易感人群的感染概率。即使 γ 较高，也就是易感者的免疫系统较强，携带病原体的颗粒暴露量增加仍会使感染风险持续存在。图 9 的结果还显示了气溶胶的影响；以往文献在计算感染概率时未考虑这一影响，同时也未考虑数量较少的大液滴的影响。对 P_{inf} 的推导表明，由于湍流具有高度复杂的特性，粒子的接收并非易事；同时也表明，多模态分布蕴含在这种湍流复杂性之中。这些解析推导还可用于流行病学研究，并采用更贴近实际的参数来研究人与人之间的病原体空气传播。

在现实场景中，空气传播病原体传播可能更加复杂，因为感染实际上涉及携带病原体的颗粒在口腔、鼻子和眼睛等人体受体区域的相互作用。此外，病原体会与免疫系统相互作用，而疫苗接种也可能对感染过程的最终结果产生影响

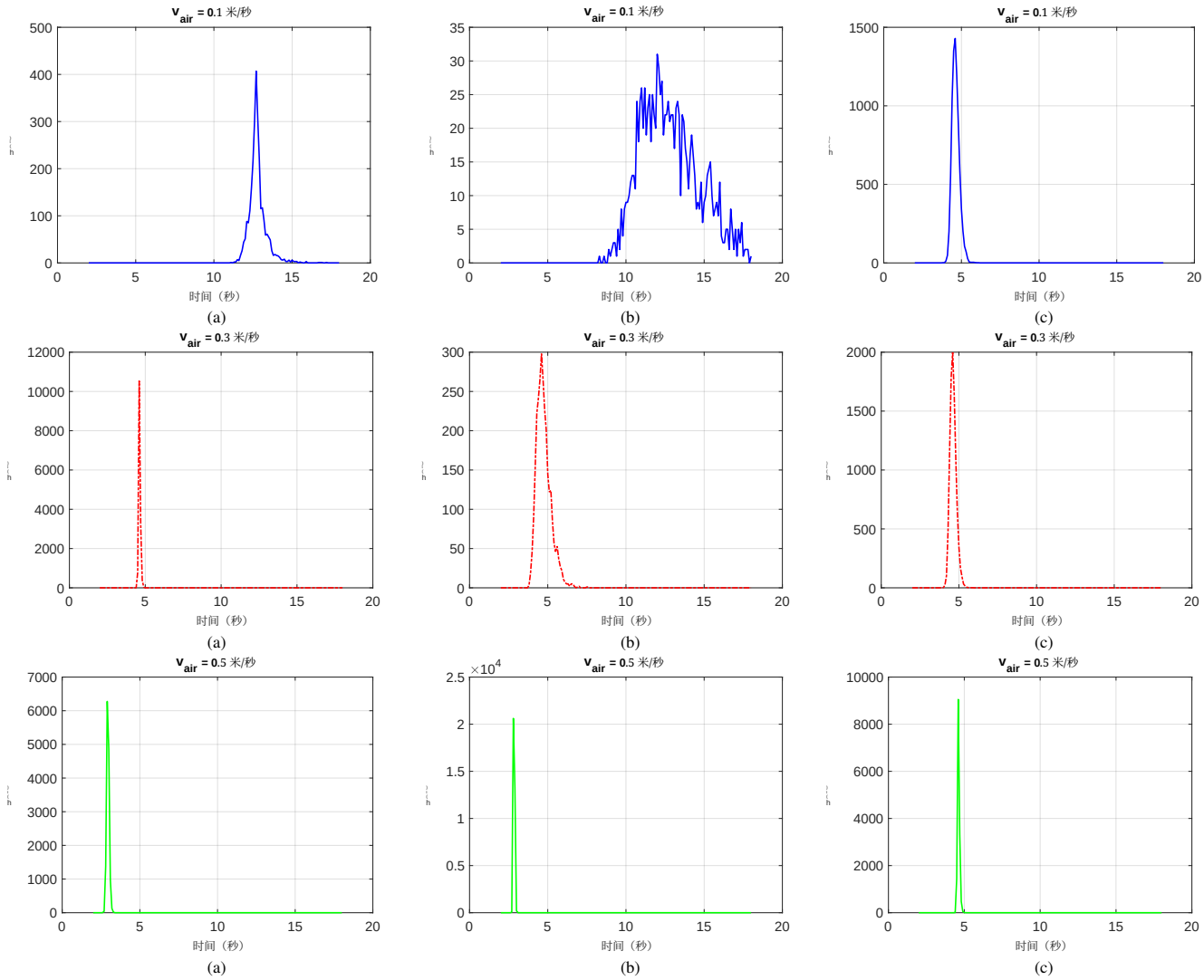


图10。 湍流 MC 信道在 (a-c) $v_{air} = 0.1$ 米/秒、(d-f) $v_{air} = 0.3$ 米/秒和 (g-i) $v_{air} = 0.5$ 米/秒时端到端冲激响应的样本。

。这些都是尚待研究的问题，也纳入了 [35] 所提出的更广泛的移动人体自组织网络框架。本文重点研究湍流对接收的影响。因此，我们采用了简单的接收模型。对于信道，纳维-斯托克斯方程被视为模拟湍流的标准方法，尽管众所周知，它无法捕捉所有场景下湍流的特性[39]。下一节将利用计算流体力学仿真获得的数据，重点表征湍流 MC 信道。

VI. 湍流 MC 信道的端到端冲激响应表征

本节重点表征发射端与接收端之间的湍流 MC 信道。为此，我们对通过计算流体力学仿真获得的数据进行后处理，并生成端到端冲激响应。随后，按照第 V 节所述方法，估算不同空气速度下的概率密度函数。

由于发射端发出的粒子在极短的发射时间内被发射，湍流 MC 信道的输入可以视为脉冲状发射。因此，接收信号（即接收端接收到的粒子数）可以视为分子通信系统的端到端冲激响应（$h(t)$），如图 2 [22]所示。图10展示了九种不同的端到端冲激响应，其中各行对应分子通信信道中的空气速度：0.1 米/秒（a-c）、0.3 米/秒（d-f）和0.5 米/秒（g-i）。图中每行展示了在分子通信信道中空气速度相同的情况下，500次试验中 $h(t)$的三个不同样本。对于图10（a）-（c）中的 $v_{air} = 0.1$ 米/秒，可以观察到系统响应的信号形状可能大不相同。图10（a）中的 $h(t)$形状近似对称，类似高斯函数；而图10（c）中则可能呈现更为偏斜的长尾函数形状。此外，如图10（b）所示，其响应时间也可能更长（≈10 秒），振幅则明显低于其他响应。此外，图10（a）-（c）中粒子的峰值到达时间差异很大。 $v_{air} = 0.1$ 米/秒下的结果对于理解室内环境中无通风时发射所引起的湍流效应十分重要，因为以空气为基础的室内分子通信中，空气几乎总是存在轻微气流

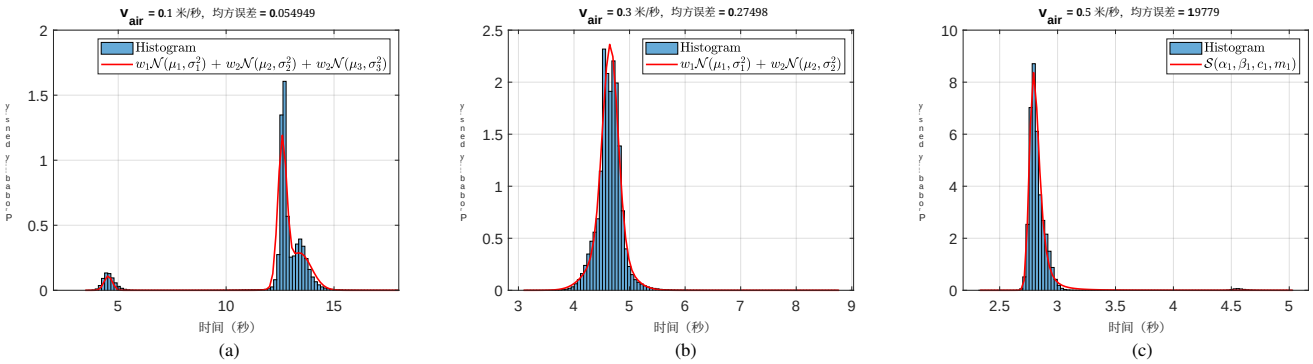


图 11。 $h(t)$的概率密度函数：(a) $v_{air}=0.1$ 米/秒 (b) $v_{air}=0.3$ 米/秒 (c) $v_{air}=0.5$ 米/秒。

表 III f_{h_i}的估计统计参数

Pdf	w_1	分布 1		w_2	分布 2		w_3	分布 3		MSE
f_{h_1}	0.05	μ_1=4.54	σ_1=0.19	0.55	μ_2=12.6	σ_2=0.2	0.4	μ_3=13.4	σ_3=0.55	0.054949
f_{h_2}	0.68	μ_1=4.65	σ_1=0.14	0.32	μ_2=4.61	σ_2=0.32	-	-	-	0.27498
f_{h_3}	-	α_1=1.47, β_1=0.99	c_1=0.03, m_1=2.8	-	-	-	-	-	-	1.9779

信道。随着湍流分子通信信道中的 v_{air} 增加， $h(t)$越来越接近脉冲状函数。尽管如此，由于湍流的影响，接收时间仍存在较大差异。

根据不同空气速度下的结果，图 11 展示了直方图和估计概率密度函数。与图 7 中接收粒子数的概率密度函数类似，除 $v_{air}=0.5$ 米/秒外，估计概率密度函数均呈现加权多峰分布。通过目视检查直方图，确定用于概率密度函数估计的分布类型。这些加权概率密度函数表示为

$$f_{h_1}(t)=w_1\mathcal{N}(\mu_1,\sigma_1^2)+w_2\mathcal{N}(\mu_2,\sigma_2^2)+w_3\mathcal{N}(\mu_3,\sigma_3^2) \quad (21)$$

$$f_{h_2}(t)=w_1\mathcal{N}(\mu_1,\sigma_1^2)+w_2\mathcal{N}(\mu_2,\sigma_2^2) \quad (22)$$

$$f_{h_3}(t)=\mathcal{S}(\alpha_1,\beta_1,c_1,m_1), \quad (23)$$

其中，$f_{h_1}(t)$、$f_{h_2}(t)$、$f_{h_3}(t)$分别表示 $v_{air}=0.1$米/秒、$v_{air}=0.3$ 米/秒和 $v_{air}=0.5$ 米/秒对应的概率密度函数； w_1、w_2、 w_3为权重系数； $\mathcal{N}(\mu,\ \sigma^2)$表示均值为 μ 、标准差为 σ的正态分布；$\mathcal{S}(\alpha_1,\ \beta_1,\ c_1,\ m_1)$表示稳定分布，其中 α_1 为稳定性参数， β_1 为偏度参数， c_1 为尺度参数， m_1 为位置参数。稳定分布的概率密度函数通常无法用解析形式表示。因此，该概率密度函数通过其特征函数 $\Phi(x)$ 的傅里叶逆变换定义，如 [51]所示

$$f_{h_3}(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\Phi(x)\mathrm{e}^{-jxt}dx. \quad (24)$$

此处特征函数的解析表达式为

$$\Phi(x)=\exp\left(jxm_1-|c_1x|^{\alpha_1}(1-j\beta_1\mathrm{sgn}(x)\kappa)\right), \quad (25)$$

其中，$\mathrm{sgn}(x)$ 是符号函数，且 κ 定义为

$$\kappa=\begin{cases}\tan\left(\frac{\pi\alpha_1}{2}\right), & \alpha_1\neq 1 \quad (26a)\\ -\frac{2}{\pi}\log|t|, & \alpha_1=1. \quad (26b)\end{cases}$$

对于式 (21)–(23) 中给出的概率密度函数，按照第二节 II-A 中的说明，采用最大似然估计法对参数进行估计。这些估计参数及其均方误差列于表 III。

如图 11 所示，端到端系统响应的特征与带漂移的扩散型分子通信信道并不相同；在后者中，流速会按照文献 [52] 中回顾的同一解析表达式改变系统响应。基于湍流空气的分子通信信道与带漂移的扩散型分子通信信道之间的明显区别，在于粒子的初始速度较高、存在重力作用以及粒子尺寸各异。较高的初始速度会引发湍流及相应的空气-粒子相互作用。此外，重力在分子通信信道中起到类似滤波器的作用，使较大的粒子沉降至地面，从而将其滤除。至于较小的粒子，即气溶胶，即使没有气流，也会悬浮在空气中。在我们的情形下，它们会被湍流气流裹挟。如图8所示，当 v_{air} 较小时，接收粒子以较小粒子为主。随着 v_{air} 增大，接收到的粒子以较大粒子为主，且它们到达接收端的时间更短。因此， $v_{air}=0.5$米/秒时的到达时间可用单峰分布解释。然而，当环境空气速度不够强时，粒子云会更加分散；随着粒子向发射端靠近接收端移动，发射端附近的湍流影响可能会增强。因此，到达时间会出现较大变化，最终呈现多峰分布。

对分子通信信道中湍流的表征结果，可用于进一步分析，并在不同的湍流分子通信场景中实现新技术。例如，信息论分析可用于研究应用于 [53], [54] 的基于空气的湍流分子通信信道。此外，还可以利用本文获得的结果，开发湍流分子通信场景中的信息编码方法。

七、结论

本文采用计算流体力学方法对两个人类之间通过咳嗽传播的病原体空气传播进行建模，其中纳入了湍流气流以及液滴和气溶胶的湍流扩散。通过使用计算流体力学仿真收集的统计数据，研究发现，湍流会使易感者接收到的粒子概率密度函数呈现多模态分布。此外，数值结果表明，空气速度增大将导致感染概率上升。推导出的感染概率表达式可用于流行病学模型，从而更真实地考虑室内空气传播。另一方面，本文对基于空气的湍流分子通信系统的端到端系统响应进行了表征。结果表明，除环境空气速度较高的情况外，系统响应也呈现多模态分布。对湍流分子通信信道的表征也可用于真实地设计湍流环境下的分子通信系统。未来的工作计划将本研究扩展至包含口罩和呼吸的场景。

参考文献

[1] F. Gulec、F. Dressler 和 A. W. Eckford，“湍流分子通信信道中空气传播病原体传播的表征”，载于*GLOBECOM 2022 - 2022*年 *IEEE* 全球通信大会，2022年，第4523–4528页。[2] G. Seminara、B. Carli、G. Forni、S. Fuzzi、A. Mazzino 和 A. Rinaldo，“空气传播 COVID-19 感染的生物流体动力学”，《林琴科学院院刊：物理与自然科学》，第31卷，第3期，第505–537页，2020年。[3] X. Zhao、S. Liu、Y. Yin、T. Zhang 和 Q. Chen，“封闭空间中的 COVID-19 病毒空气传播：研究方法概述”，《室内空气》，第32卷，第6期，文章编号 e13056，2022年。[4] Z. T. Ai 和 A. K. Melikov，“室内环境中居住者之间呼出液滴核的空气传播：综述”，《室内空气》，第28卷，第4期，第500–524页，2018年。[5] R. Mittal、R. Ni 和 J.-H. Seo，“COVID-19 的流动物理学”，《流体力学杂志》，第894卷，2020年。[6] S. Balachandar、S. Zaleski、A. Soldati、G. Ahmadi 和 L. Bourouiba，“作为多相流问题的宿主间空气传播：为基于科学的社交距离指南提供依据”，《国际多相流杂志》，第132卷，文章编号103439，2020年。[7] M. Abkarian、S. Mendez、N. Xue、F. Yang 和 H. A. Stone，“言语可产生与无症状病毒传播相关的射流式输运”，《美国国家科学院院刊》，第117卷，第41期，第25 237–25 245页，2020年。[8] R. K. Bhagat、M. D. Wykes、S. B. Dalziel 和 P. Linden，“通风对 COVID-19 室内传播的影响”，《流体力学杂志》，第903卷，文章编号F1，2020年。[9] L. Bourouiba、E. Dehandschoewercker 和 J. W. Bush，“剧烈呼气事件：咳嗽与打喷嚏”，《流体力学杂志》，第745卷，第537–563页，2014年。[10] P. M. de Oliveira、L. C. Mesquita、S. Gkantonas、A. Giusti 和 E. Mastorakos，“呼吸排放物中喷雾与气溶胶的演变：用于理解病毒传播的理论估算”，《英国皇家学会会刊*A*辑》，第477卷，第2245期，文章编号20200584，2021年。[11] M.-R. Pendar 和 J. C. P´ascoa，“打喷嚏和咳嗽时携带病毒的唾液液滴分布的数值建模”，《流体物理学》，第32卷，第8期，文章编号083305，2020年。[12] V. Vuorinen、M. Aarnio、M. Alava、V. Alopaeus、N. Atanasova、M. Au-vinen、N. Balasubramanian、H. Bordbar、P. Er¨ast¨o、R. Grande 等，“通过数值模拟对气溶胶输运和病毒暴露进行建模：关于 SARS-CoV-2 在室内经吸入传播的研究”，《安全科学》，第130卷，文章编号104866，2020年。[13] K. Liu、M. Allahyari、J. Salinas、N. Zgheib 和 S. Balachandar，“利用大涡模拟研究打喷嚏和咳嗽引发病毒传播的理论标度律”，《流体物理学》，第33卷，第6期，文章编号063318，2021年。

[14] G. Busco、S. R. Yang、J. Seo 和 Y. A. Hassan，“打喷嚏与无症状病毒传播”，《流体物理学》，第32卷，第7期，文章编号073309，2020年。[15] T. Dbouk 和 D. Drikakis，“关于咳嗽及飞沫向人类的空气传播”，《流体物理学》，第32卷，第5期，文章编号053310，2020年。[16] T. Dbouk 和 D. Drikakis，“电梯和封闭空间中的病毒空气传播”，《流体物理学》，第33卷，第1期，文章编号011905，2021年。[17] B. Chea、A. Bolt、M. Agelin-Chaab 和 I. Dincer，“COVID-19 情境下最佳保持社交距离效果的评估”，《流体物理学》，第33卷，第5期，文章编号051903，2021年。[18] H. Li、F. Y. Leong、G. Xu、Z. Ge、C. W. Kang 和 K. H. Lim，“蒸发中的咳嗽液滴在热带户外环境中的扩散”，《流体物理学》，第32卷，第11期，文章编号113301，2020年。[19] S. Trivedi、S. Gkantonas、L. C. Mesquita、S. Iavarone、P. M. d. Oliveira 和 E. Mastorakos，“咳嗽引起的液滴扩散随机性估算”，《流体物理学》，第33卷，第11期，文章编号115130，2021年。[20] M. Khalid、O. Amin、S. Ahmed、B. Shihada 和 M.-S. Alouini，“呼吸传播通信：气溶胶传播”，《IEEE通信杂志》，第57卷，第2期，第33–39页，2019年。[21] F. Gulec 和 B. Atakan，“基于流体动力学的宏观尺度分子通信距离估计算法”，《纳米通信与网络》，第28卷，文章编号100351，2021年。[22] F. Gulec 和 B. Atakan，“分子通信中基于液滴的信号重建信道建模方法”，《IEEE通信汇刊》，第7卷，第1期，第64–68页，2021年。[23] M. Schurwanz、P. A. Hoeher、S. Bhattacharjee、M. Damrath、L. Stratmann 和 F. Dressler，“冠状病毒传播与基于空气的宏观分子通信之间的二元性”，《IEEE通信汇刊》，第7卷，第3期，第200–208页，2021年。[24] S. Bhattacharjee、M. Damrath、L. Stratmann、P. A. Hoeher 和 F. Dressler，“宏观基于空气的分子通信中的数字通信技术”，IEEE分子、生物与多尺度通信汇刊，第8卷，第291页，2022年，第4期，第276页。[25] M. Khalid、O. Amin、S. Ahmed、B. Shihada 和 M.-S. Alouini，“病毒气溶胶传播与检测的建模”，《IEEE通信汇刊》，第68卷，第8期，第4859–4873页，2020年。[26] O. Amin、H. Dahrouj、N. Almayouf、T. Y. Al-Naffouri、B. Shihada 和 M.-S. Alouini，“有界环境中病毒气溶胶浓度的表征与检测”，IEEE分子、生物与多尺度通信汇刊，第7卷，第199页，2021年，第3期，第185页。[27] X. Chen、M. Wen、F. Ji、Y. Huang、Y. Tang 和 A. W. Eckford，“从分子通信视角检测气溶胶传播的时间间隔：多长才足够？”，《IEEE通信选题领域期刊》，第40卷，第3270页，2022年，第11期，第3255页。[28] F. Gulec 和 B. Atakan，“分子通信视角下通过咳嗽和打喷嚏产生的液滴实现空气传播病原体的传播与接收”，《IEEE通信汇刊》，第7卷，第3期，第175–184页，2021年。[29] M. Schurwanz、P. Hoeher、S. Bhattacharjee、M. Damrath、L. Stratmann 和 F. Dressler，“从分子通信视角看气溶胶传播所致传染病传播：香农遇上冠状病毒”，《IEEE通信杂志》，第59卷，第5期，第40–46页，2021年。[30] M. T. Barros 等，“病毒感染研究中的分子通信：建模、实验数据与未来方向”，《IEEE通信汇刊》，第7卷，第141页，2021年，第3期，第121页。[31] C. Koca、M. Civas、S. M. Sahin、O. Ergonul 和 O. B. Akan，“人体呼吸系统中 SARS-CoV-2 传播的分子通信理论建模与分析”，《IEEE通信汇刊》，第7卷，第3期，第153–164页，2021年。[32] S. Pal、N. Islam 和 S. Misra，“Vivid：用于 COVID-19 的体内端到端分子通信模型”，《IEEE通信汇刊》，第7卷，第3期，第142–152页，2021年。[33] S. Lotter、L. Brand、M. Sch¨afer 和 R. Schober，“佩戴不严密的口罩对空气传播病毒传播的统计建模”，载于ACM 国际纳米计算与通信会议论文集，2021年，第1–7页。[34] L. Felicetti、M. Femminella 和 G. Reali，“用于检测与 COVID-19 疾病相关炎症水平的分子通信系统”，IEEE分子、生物与多尺度通信汇刊，第7卷，第3期，第165–174页，2021年。[35] F. Gulec、B. Atakan 和 F. Dressler，“移动人体自组织网络：人与人之间病原体空气传播的通信工程视角

”，*Nano Communication Networks*，第32卷，第100410页，2022年。

[36] X. Xie、Y. Li、H. Sun 和 L. Liu，“说话和咳嗽时产生的呼出液滴”，*J. of the Roy. Soc. Interface*，第 6 卷，增刊 6，第 S703–S714 页，2009 年。[37] W. G. Lindsley 等，“流感患者在患病期间及之后咳嗽产生的气溶胶颗粒数量和尺寸分布”，*J. of occupat. and environ. hygiene*，第 9 卷，第 7 期，第 443–449 页，2012 年。[38] A. Papoulis 和 S. U. Pillai，概率、随机变量与随机过程。塔塔麦格劳-希尔教育，2002 年。[39] T. Cebeci、J. P. Shao、F. Kafyeke 和 E. Laurendeau，面向工程师的计算流体力学：从面板法到纳维-斯托克斯方法及计算机程序。施普林格，2005 年。[40] R. Bi、S. Ali、E. Savory 和 C. Zhang，“人体咳嗽射流发展过程的数值建模研究”，*Eng. Computations*，2021 年。[41] A. FLUENT，“12.0 理论指南-1.2”，2021 年。[42] T.-H. Shih、W. W. Liou、A. Shabbir、Z. Yang 和 J. Zhu，“一种用于高雷诺数湍流的新型 k-ϵ 涡黏性模型”，*Computers & fluids*，第 24 卷，第 3 期，第 227–238 页，1995 年。[43] A. A. Mofakham 和 G. Ahmadi，“用于模拟非均匀湍流中粒子扩散与沉积的改进型离散随机游走随机模型”，*J. of Fluids Eng.*，第 142 卷，第 10 期，2020 年。[44] R. G. Gordon，“平衡统计力学中的误差界”，*J. of Math. Phys.*，第 9 卷，第 5 期，第 655–663 页，1968 年。[45] S. Morsi 和 A. Alexander，“两相流系统中粒子轨迹的研究”，*J. of Fluid Mechanics*，第 55 卷，第 2 期，第 193–208 页，1972 年。[46] B. Scharfman、A. Techet、J. Bush 和 L. Bourouiba，“喷嚏喷出物的可视化：导致呼吸道飞沫的流体破碎过程”，*Experiments in Fluids*，第 57 卷，第 2 期，第 1–9 页，2016 年。[47] S. Zhu、S. Kato 和 J.-H. Yang，“平静室内环境中咳嗽产生的唾液液滴输运特性研究”，*Building and environment*，第 41 卷，第 12 期，第 1691–1702 页，2006 年。[48] J. W. Young 等，“美国成年平民的头面部人体测量学”，民用航空航天医学研究所，技术报告，1993 年。[49] F. Gulec 和 B. Atakan，“利用传感器网络定位被动分子发射器”，载于第 *12* 届 *EAI* 国际生物启发信息与通信技术会议。施普林格，2020 年，第 317–335 页。[50] F. Gulec 和 B. Atakan，“实用宏观尺度分子通信系统的距离估算方法”，*Nano Communication Networks*，第 24 卷，文章编号 100300，2020 年。[51] J. P. Nolan，单变量稳定分布。施普林格，2020 年。[52] V. Jamali、A. Ahmadzadeh、W. Wicke、A. Noel 和 R. Schober，“扩散分子通信的信道建模：教程综述”，*IEEE*会刊，第 107 卷，第 7 期，第 1256–1301 页，2019 年。[53] P. A. Hoeher、M. Damrath、S. Bhattacharjee 和 M. Schurwanz，“颗粒传播所致传染病传播的互信息分析”，*IEEE*分子、生物与多尺度通信汇刊，第 8 卷，第 3 期，第 202–206 页，2021 年。[54] M. Abbaszadeh、Y. Huang、P. J. Thomas、M. Wen、F. Ji 和 W. Guo，“分子通信中的柯尔莫哥洛夫湍流与信息耗散”，*IEEE*分子、生物与多尺度通信汇刊，第 7 卷，第 4 期，第 262–270 页，2021 年。



Fatih Gulec （IEEE会员）于2007年和2015年分别获得土耳其安卡拉加济大学电子与电气工程专业的理学学士和理学硕士学位。他于2021年在˙伊兹密尔理工学院˙伊兹密尔校区获得电子与通信工程博士学位。在德国柏林工业大学电气工程与计算机科学学院凭借DAAD奖学金进行博士后研究员阶段的研究后，他目前任职于电气工程与计算机

约克大学科学系（加拿大）的博士后研究员。他的研究兴趣包括分子通信和计算生物学。



Falko Dressler （IEEE 会士）于1998年和2003年分别获得埃尔朗根大学计算机科学系的理学硕士和博士学位。他是柏林工业大学电气工程与计算机科学学院数据通信与网络专业的正教授兼主任。Dressler 博士曾担任 IEEE《移动计算汇刊》和 Elsevier《计算机通信》的副主编，也曾担任 IEEE/ACM《网络汇刊》、IEEE《网络科学汇刊》等期刊的编辑，

工程系、Elsevier《自组织网络》和Elsevier《纳米通信网络》。他曾担任IEEE INFOCOM、ACM MobiSys、ACM MobiHoc、IEEE VNC和IEEE GLOBECOM等会议的主席。他编著了由威利父子出版公司出版的《传感器与执行器网络中的自组织》以及由剑桥大学出版社出版的《车载网络》。他曾担任IEEE杰出演讲人和ACM杰出演讲人。Dressler博士是IEEE会士，也是ACM杰出会员。他是德国国家科学与工程院（acatech）成员。他一直担任IEEE COMSOC会议委员会和ACM SIGMOBILE执行委员会委员。他的研究目标包括自适应无线网络（无线电、可见光、分子通信）和嵌入式系统设计（从微控制器到Linux内核），以及其在自组织网络、传感器网络、物联网和协同自动驾驶系统中的应用。



Andrew W. Eckford （IEEE高级会员）于1996年获得加拿大皇家军事学院电气工程学士学位，并于1999年和2004年分别获得多伦多大学电气工程硕士和博士学位。在2006年加入约克大学任教之前，他曾先后在圣母大学和多伦多大学从事博士后研究。他现任约克大学电气工程与计算机科学系副教授，

加拿大安大略省多伦多。他曾受聘于多伦多大学和凯斯西储大学担任名誉职务。2018年，他获选为多伦多梅西学院高级研究员。他还是教材《分子通信》（剑桥大学出版社）的合著者。他的研究兴趣包括将信息论应用于生物学，以及利用分子与生物技术设计通信系统。他的研究曾获《经济学人》、《华尔街日报》和《IEEE Spectrum》等媒体报道。他的研究获得了2015年IET通信创新奖，并入围2014年贝尔实验室奖决赛。